09

ВНУТРЕННИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В СТРУКТУРЕ С ДВУМЯ АНИЗОТРОПНЫМИ ФЕРРИТОВЫМИ СЛОЯМИ

Ю. А. Филимонов, И. В. Шеин

В безобменном и магнитостатическом приближениях исследован спектр поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в структуре из двух различных кубически анизотропных ферритовых слоев. Анизотропия приводит к появлению в спектре областей объемных магнитостатических волн (ОМСВ), частотные диапазоны существования которых могут перекрываться с областями частот, отвечающих ПМСВ. В области вырождения законов дисперсии ПМСВ и ОМСВ взаимодействие приводит к гибридизации волн и расталкиванию дисперсионных кривых. Для структур со скачком намагниченности ($\Delta M = M_{01} - M_{02}$) условия существования внутренних ПМСВ на границе между слоями определяются соотношением величин скачка намагниченности и поля анизотропии $H_1^a = H_2^a = H^a$. Внутренние ПМСВ на границе ферритов с различными полями анизотропии ($H_1^a \neq H_2^a$) существуют для достаточно больших величин скачка поля анизотропии $\Delta H^a = H_1^a - H_2^a$.

1. Известно [1, 2], что граница между двумя ферритовыми слоями может являться областью локализации особого типа поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) — внутренних ПМСВ. Условия существования и спектр внутренних волн существенно определяются скачком параметров на границе слоев и подробно изучены для структур, составленных из изотропных ферритовых слоев, различающихся намагниченностью насыщения $4\pi M_0$ [1—5]. Между тем пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), являющиеся в настоящее время основным элементом многослойных структур [6, 7], обладают магнитной анизотропией, и ее влияние на распространение ПМСВ в двухслойной структуре было обнаружено в работе [7] в виде сдвига частоты ПМСВ. В пленках ЖИГ анизотропия приводит не только к сдвигу частотного диапазона существования МСВ, но и к качественной перестройке спектра: в спектре волн с волновым вектором q, перпендикулярным касательному полю H_0, кроме области ПМСВ типа Дэймона—Эшбаха [8] появляется область объемных магнитостатических волн (ОМСВ) [9]. В двухслойных структурах в дополнение к сказанному может возникнуть взаимодействие анизотропных ОМСВ с ПМСВ, которое будет особенно эффективным в местах вырождения (пересечения) законов дисперсии волн. По аналогии со случаями феррита с обменным [10] или магнитоупругим [11] взаимодействием в данном случае можно ожидать гибридизации волн и расталкивания дисперсионных кривых в области вырождения, а в структуре из полубесконечных ферритовых слоев — затухание ПМСВ за счет излучения ОМСВ, бегущих от границы в глубь феррита. Не исключено также, что учет полей анизотропии H^a приведет в ряде случаев, как это, например, имеет место в акустике [12], к отсутствию внутренних ПМСВ в структуре.

В данной работе рассматриваются ПМСВ в структуре из двух кубически анизотропных ферритовых слоев с учетом их возможного вырождения с ОМСВ. Конкретно рассмотрены два типа структур: структуры со скачком намагниченности, составленные из пленок, различающихся лишь намагниченностью насыщения ($4\pi M_{0_1} \neq 4\pi M_{0_2}$, $H_1^a = H_2^a$), и со скачком анизотропии ($4\pi M_{0_1} = 4\pi M_{0_2}$, $H_1^a \neq H_2^a$). Отметим, что ранее на возможность вырождения ПМСВ и ОМСВ указывалось в работах [3, 13], где, однако, спектр МСВ в области вырождения не исследовался и

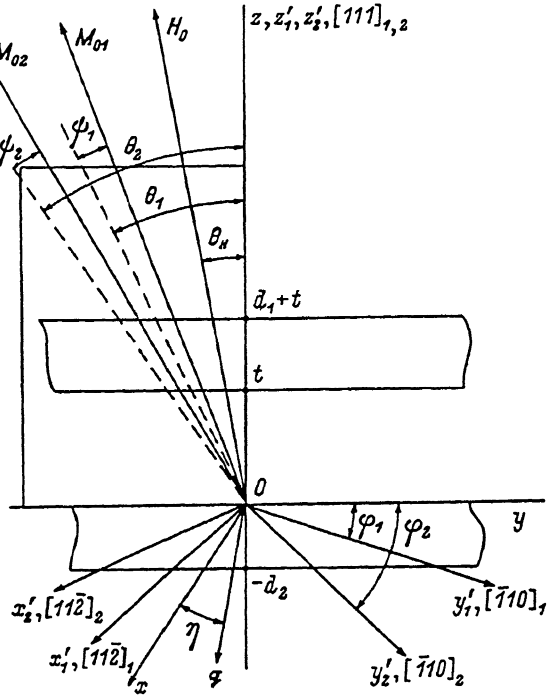

Рис. 1. Геометрия задачи.
Штриховые линии — проекции $M_{0\sigma}$ на плоскость намагничивания.

ожидаемого расталкивания дисперсионных кривых ПМСВ и ОМСВ получено не было. Отметим также, что работа [13], по-видимому, единственная, где изучалось влияние анизотропии на спектр ПМСВ двухслойной структуры. При этом дисперсионное уравнение было получено для случая, когда равновесные намагниченности M_0 совпадают по направлению с касательным полем H_0. Существенно, что анализ дисперсионного уравнения был проведен в [13] для пленок, различающихся лишь ориентацией их эквивалентных кристаллографических осей по отношению к H_0, на границе терпящих скачок только поля анизотропии $H_1^a \neq H_2^a$. Однако возможность существования внутренних ПМСВ в такой структуре авторами [13] не обсуждалась.

2. Рассмотрим структуру, составленную из двух пленок кубически анизотропного феррита ориентации (111), разделенных диэлектрическим зазором t (рис. 1). Пленки, характеризуемые толщинами d_σ, намагниченностями насыщения $4\pi M_{0_\sigma}$ и полями кубической анизотропии $(H^a = K1/M_0)_\sigma$, где $K1$ — первая константа кубической анизотропии, расположены параллельно плоскости $x0y$ в системе координат (x, y, z) с осью $0z$, нормальной к поверхности пленок. Здесь и далее $\sigma = 1, 2$, где индексы 1, 2 относятся к первой и второй пленкам соответственно. Внешнее поле H_0 ориентировано в плоскости $y0z$ (плоскость намагничивания) под углом $\theta_н$ к нормали структуры n. Кристаллографическую ориентацию пленок определяют системы координат $(x,y,z)'_\sigma$, в качестве которых для пленок ориентации (111) удобно выбрать оси $[11\bar{2}]_\sigma$, $[\bar{1}10]_\sigma$, $[111]_\sigma$, переходящие в систему координат (x,y,z) поворотом вокруг оси $0z$ на угол φ_σ. Волновой вектор МСВ q составляет угол η с осью $0x$.

Расчет спектра МСВ в косонамагниченной структуре из анизотропных пленок в качестве первого этапа включает в себя определение направления равновесной намагниченности $\mathbf{M}_{0_\sigma}$, которое по аналогии с [6, 14] характеризуем углами ψ_σ, описывающим выход $\mathbf{M}_{0_\sigma}$ из плоскости намагничивания, и θ_σ между проекцией $\mathbf{M}_{0_\sigma}$ на плоскость $y0z$ и нормалью $\mathbf{n}$. Порядок расчета углов ψ_σ и θ_σ приведен в [14]. Здесь лишь отметим, что для таких полей H_0, при которых вклад H^a в эффективное поле феррита оказывается малым, так что выполнено условие (13) работы [14], выходом $\mathbf{M}_{0_\sigma}$ из плоскости $y0z$ можно пренебречь, взяв $\psi_\sigma = 0$, а углы θ_σ рассчитать из уравнений

$$\left\{\frac{K1}{M_0}\left[\frac{\sin 2\theta}{2}\left(1-\frac{7}{3}\cos^2\theta\right) + \frac{\sqrt{2}}{3}\sin 3\varphi\cdot\sin^2\theta\left(1-4\cos^2\theta\right)\right] + \right.$$

$$\left. + H_0\sin(\theta-\theta_{\text{н}}) - 2\pi M_0 \sin 2\theta\right\}_\sigma = 0\,, \tag{1}$$

которые при $\theta_{\text{н}} = 90°$, $|H^a| \ll H_0 + 4\pi M_0$ имеют вид

$$\left\{\theta = \frac{\pi}{2} - \frac{\sqrt{2}}{3}\frac{K1}{M_0}\frac{\sin 3\varphi}{H_0 + 4\pi M_0 - K1/M_0}\right\}_\sigma. \tag{1'}$$

Далее, используя найденные значения углов и формулы (9), (10) работы [14], рассчитываем тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ каждого из слоев в системе координат (x, y, z). Решение уравнения Уокера для магнитостатического потенциала Ψ^m ищем в виде

$$\Psi^m = \exp i\,[\,q(x\cdot c + y\cdot s) - \omega\cdot t\,]\cdot\exp(\text{æ}z)\,, \tag{2}$$

где $c = \cos\eta$, $s = \sin\eta$, æ характеризует распределение потенциала по толщине структуры и в ферритовых слоях имеет вид

$$\text{æ}_\sigma = iq\cdot k_\sigma \pm q\beta_\sigma\,, \tag{3}$$

где

$$k_\sigma = \left(\frac{\mu_{23}^{\text{Re}}\cdot s + \mu_{13}^{\text{Re}}\cdot c}{\mu_{33}}\right)_\sigma, \qquad \beta_\sigma^2 = -k_\sigma^2 + \left(\frac{\mu_{11}\cdot c^2 + \mu_{22}\cdot s^2 + 2\mu_{12}^{\text{Re}}\,s\cdot c}{\mu_{33}}\right)_\sigma,$$

индексы 1, 2, 3 соответствуют x, y, z, а все остальные обозначения совпадают с [14].

Как видно из (3), при $k_\sigma \neq 0$, $\beta_\sigma^2 > 0$ потенциал вида (2) отвечает обобщенным поверхностным волнам [15] в слое феррита. Выражение β_σ^2 можно записать в виде

$$\beta_\sigma^2 = \left[\frac{(\Omega_1^2-\omega^2)(\Omega_2^2-\omega^2)}{(\Omega_0^2-\omega^2)^2}\right]_\sigma,$$

откуда видно, что условие $\beta_\sigma^2 > 0$ выполнено вне частотного интервала $(\Omega_1, \Omega_2)_\sigma$. Частоты Ω_{1_σ} и Ω_{2_σ} являются точками ветвления æ_σ и отвечают смене характера МСВ с чисто объемных (в области $\Omega_{1_\sigma} < \omega < \Omega_{2_\sigma}$) на обощенные поверхностные. Точка $\Omega_0\sigma$ удовлетворяет условию $\mu_{33}(\Omega_0)_\sigma = 0$ и при $\Omega_{1,2} \neq \Omega_0$ является полюсом функции æ_σ. Как известно [9, 14], частота Ω_0 является длинноволновой ($q \to 0$) границей в спектре МСВ, а частоты Ω_1 и Ω_2 отвечают коротковолновым границам ($q \to \infty$) спектров обратных объемных (ООМСВ) и прямых объемных (ПОМСВ) магнитостатических волн в изолированных слоях.

Для случая, когда волновой вектор q перпендикулярен плоскости намагничивания ($\eta = 0°$), выражения для частот $(\Omega_{0,1,2})_\sigma$ имеют вид

$$(\Omega_1^2)_\sigma = \left[W + \frac{\omega_m}{2}(V - N)\right]_\sigma, \tag{4}$$

$$(\Omega_2^2)_\sigma = \left[W + \frac{\omega_m}{2}(V + N)\right]_\sigma, \tag{5}$$

$$(\Omega_0^2)_\sigma = \left[W + \omega_m(V - L_x\cos^2\psi)\right]_\sigma, \tag{6}$$

где $W_\sigma = (L_xL_y - Z^2)_\sigma$, $N_\sigma^2 = [V^2 - 4W\cdot\cos^2\psi\cdot\sin^2\theta]_\sigma$, $Z_\sigma = (\gamma M_0\cdot N^a_{1''2''})_\sigma$, $V_\sigma = [L_x(1-\sin^2\psi\cdot\sin^2\theta) + L_y\sin^2\theta - Z\sin\psi\cdot\sin2\theta]_\sigma$, $\omega_{m_\sigma} = \gamma 4\pi M_{0_\sigma}$, а все остальные обозначения совпадают с используемыми в [14].

В пренебрежении эффектом выхода M_0 из плоскости намагничивания и для случая $\theta_н = 90°$, $|K1/M_0| \ll H_0, 4\pi M_0$, когда $\theta \simeq \theta_н$, $L_x = \omega_н + \omega_a$, $L_y = \omega_н$, $z = \sqrt{2}\cdot\omega_a\cos(3\varphi)$, $\omega_a = -\gamma K1/M_0$ полоса частот, которую занимают анизотропные ООМСВ, ПОМСВ и полный спектр ОМСВ, могут быть рассчитаны соответственно с помощью выражений

$$(\Omega_0 - \Omega_1)_\sigma = \left\{\frac{\omega_m\omega_a}{4\Omega_0}\left[1 - (\operatorname{sgn}\omega_a)\sqrt{1 + 8\cos^2 3\varphi}\right]\right\}_\sigma, \tag{7}$$

$$(\Omega_2 - \Omega_0)_\sigma = \left\{\frac{\omega_m\omega_a}{4\Omega_0}\left[1 + (\operatorname{sgn}\omega_a)\sqrt{1 + 8\cos^2 3\varphi}\right]\right\}_\sigma, \tag{8}$$

$$(\Omega_2 - \Omega_1)_\sigma = \left[\frac{\omega_m\omega_a}{2\Omega_0}\sqrt{1 + 8\cos^2 3\varphi}\right]_\sigma, \tag{9}$$

где

$$\left[\Omega_0^2 = \omega_н^2 + \omega_н\omega_m + \omega_н\omega_a - 2\omega_a^2\cos^2 3\varphi\right]_\sigma. \tag{6'}$$

Из (9) легко видеть, что область анизотропных ОМСВ наиболее широка при $\varphi = \pi\cdot n/3$, а наименее широко при $\varphi = \pi(2n + 1)/6$, где $n = 0, 1, \ldots$. При $H_0 = 500$ Э и значениях параметров $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $H^a = -43$ Э, отвечающих ЖИГ, для полосы частот, занимаемой ОМСВ, при $\varphi = 60°$ из (9) получаем значение $\simeq$ 298 МГц, тогда как численный расчет дает величину $\simeq$ 291 МГц. Из (7), (8) следует, что спектр ОМСВ при углах $\varphi = \pi(2n + 1)/6$ состоит либо из ПОМСВ ($\omega_a > 0$), либо из ООМСВ ($\omega_a < 0$). Отметим, что значения частоты длинноволновой границы Ω_0 достигают наибольших значений при $\varphi = \pi(2n + 1)/6$, а наименьших — при $\varphi = \pi n/3$. Причем в случае $\omega_н > \omega_a > 0$ оказываются всегда больше (для $\omega_a < 0$ меньше) частоты Ω_0 для изотропной ($\omega_a = 0$) пленки.

Обычная процедура подстановки решений (2) в граничные условия задачи приводит к дисперсионному уравнению для ПМСВ в произвольно намагниченной структуре с двумя анизотропными пленками

$$D_1\cdot D_2 - \delta_1\cdot\delta_2 e^{-2qt} = 0, \tag{10}$$

где $D_\sigma = \left[1 - J^2 + \beta^2\mu_{33}^2 + 2\mu_{33}\beta\,\mathrm{cth}\,\beta qd\right]_\sigma$, $J_\sigma = \left(\mu_{31}^{\mathrm{Im}}\cdot c + \mu_{32}^{\mathrm{Im}}\cdot s\right)_\sigma$, $\delta_\sigma = [1 \pm J_\sigma]^2 - (\beta^2\mu_{33}^2)_\sigma$, знаки + и - относятся к $\sigma = 1, 2$ соответственно.

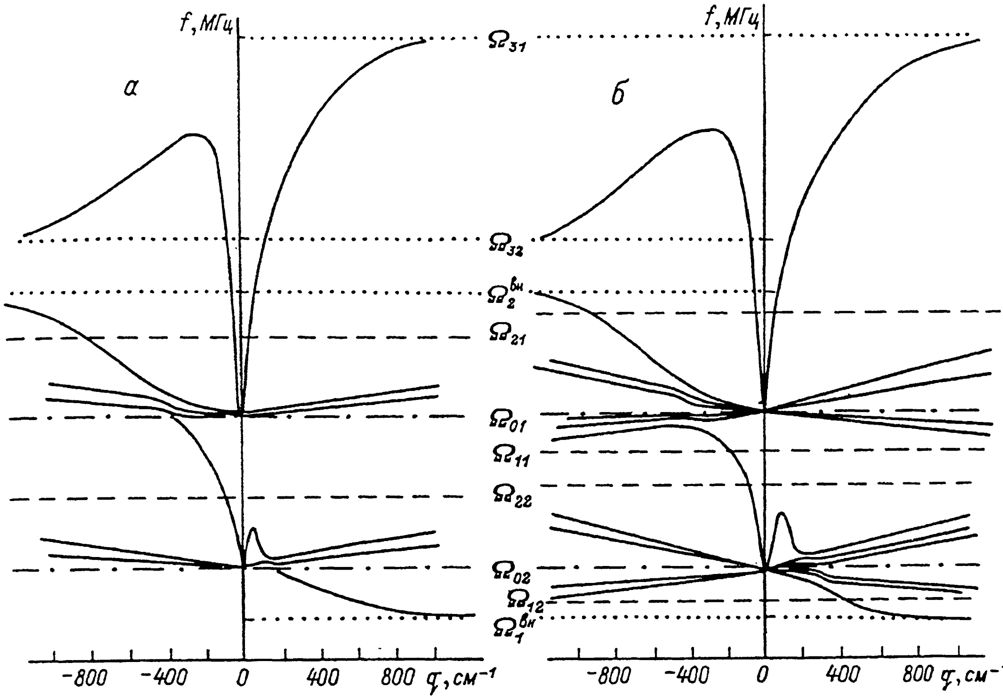

Рис.2. Спектры МСВ в структуре с кубически анизотропными слоями.

Штриховые и пунктирные линии — положение коротковолновых ($q \to \infty$) границ спектров ОМСВ и ПМСВ соответственно, штрихпунктир — длинноволновые ($q \to 0$) границы спектров. Структура со скачком намагниченности: а — $\Omega_{31} = 4480$, $\Omega_{32} = 3985$, $\Omega_2^{вн} = 3883$, $\Omega_{21} = 3787$, $\Omega_{01} = 3697$, $\Omega_{22} = 3505$, $\Omega_{02} = 3432$, $\Omega_1^{вн} = 3365$; б — $\Omega_{31} = 4472$, $\Omega_{32} = 3982$, $\Omega_2^{вн} = 3888$, $\Omega_{21} = 3858$, $\Omega_{01} = 3695$, $\Omega_{11} = 3607$, $\Omega_{22} = 3565$, $\Omega_{02} = 3429$, $\Omega_{12} = 3348$, $\Omega_1^{вн} = 3329$.

При $t \to \infty$ уравнение (10) распадается на уравнения $D_\sigma = 0$, описывающие спектры МСВ в изолированных анизотропных пленках. В спектре таких пленок помимо анизотропных ОМСВ, частотные диапазоны которых определяются (4)—(9), присутствуют ПМСВ. Такие волны занимают диапазон (Ω_{max}, Ω_3), где $\Omega_{max} = \max(\Omega_1, \Omega_0, \Omega_2)$, а Ω_3 частота отвечает ПМСВ с $q \to \infty$, и в касательно намагниченной пленки при условии $\psi = 0, \theta = \theta_н$ определяется выражением

$$\Omega_3 = \frac{1}{2}\left[\frac{L_y}{\cos\eta} + (\omega_m + L_x)\cos\eta\right], \tag{11}$$

где значение угла η не превосходит угла отсечки $\eta_{от}$ ПМСВ, который при дополнительном условии $4L_y\omega_a^2 \ll L_x\omega_m^2$ равен

$$\eta_{от} = \arccos\sqrt{\frac{L_x}{\omega_m + L_y}}. \tag{12}$$

В косонамагниченной пленке ($\theta \neq \pi/2$) для случая $\eta = 0$ частота Ω_3 может быть записана в виде

$$\Omega_3 = \frac{1}{2}\left[\frac{L_x + L_y\sin^2\theta}{\sin\theta\cos\psi} + \omega_m\sin\theta\cdot\cos\psi\right]. \tag{13}$$

Входящие в (13) значения угла θ могут быть рассчитаны с помощью (1) и лежат в интервале $\pi/2 > \theta > \theta_{\text{от}}$, где $\theta_{\text{от}}$ — угол отсечки ПМСВ, определяемый правой частью выражения (12), в котором, конечно, нужно выражения L_x и L_y взять отвечающими косому намагничиванию.

При конечном значении t уравнение (10) описывает волны в связанных анизотропных пленках. В работе [6] обсуждался спектр объемных МСВ в рассматриваемой структуре, распространяющихся вдоль проекции поля H_0 на плоскость пленок ($\eta = 90°$). Поэтому здесь основное внимание будет уделено случаю $\eta = 0$, когда возможно распространение ПМСВ.

3. Рассмотрим спектр ПМСВ в структуре со скачком намагниченности $\Delta M = M_{0_1} - M_{0_2} > 0$, $H_1^a = H_2^a = H^a$. Для определенности будем считать, что поля анизотропии в пленках отвечают случаю ЖИГ $H^a = -43$ Э, толщины пленок $d_\sigma = 30$ мкм, а остальные параметры структуры выберем отвечающими случаю, рассмотренному в работе [5], $t = 0$, $\eta = 0$, $H_0 = 700$ Э, $4\pi M_{0_1} = 1750$ Гс, $4\pi M_{0_2} = 1400$ Гс.

На рис. 2 представлены результаты численного решения (10) для двух значений углов φ_σ, характеризующих кристаллографическую ориентацию пленки: $\varphi_\sigma = 30$ (*а*) и $60°$ (*б*). Прежде всего отметим, что в спектре появились две граничные частоты $\Omega_{1,2}^{\text{вн}}$, соответствующие коротковолновым границам ПМСВ, распространяющимся вдоль границы слоев. Для расчета граничных частот уравнение (10) удобно преобразовать к виду

$$(\beta\mu_{33} - \overset{\text{Im}}{\mu_{31}}\cdot c - \overset{\text{Im}}{\mu_{32}}\cdot s)_1 + (\beta\mu_{33} + \overset{\text{Im}}{\mu_{31}}\cdot c + \overset{\text{Im}}{\mu_{32}}\cdot s)_2 = 0 \; . \tag{10'}$$

В геометрии ПМСВ Дэймона—Эшбаха $\theta_{\text{н}} = 90°$, $\eta = 0$ ($s = 0$) для структуры с не очень большими скачком намагниченности и полями анизотропии

$$\frac{\Delta\omega_m}{4} \ll \omega_\sigma,\ \omega_{\text{н}};\ \omega_{a_\sigma},\ \Delta\omega_a \ll \omega_{m_\sigma},\ \omega_{\text{н}}, \tag{14}$$

при которых могут выполняться условия

$$\begin{gathered} z^2,\ \omega_m\omega_a \ll |\Omega_0^2 - \omega^2|_\sigma, \\ |L_{x_2}L_{y_2} - L_{x_1}L_{y_1}| \ll |L_xL_y - \omega^2|_\sigma, \end{gathered} \tag{15}$$

решение уравнения (10′) имеет вид

$$\Omega_{1,2}^{\text{вн}} = \pm\left(\frac{\Delta\omega_m - \Delta\omega_a}{4}\right) + {}$$

$$+ \sqrt{\left(\frac{\Delta\omega_m - \Delta\omega_a}{4}\right)^2 + \frac{\Omega_{0_1}^2 + \Omega_{0_2}^2}{2} + \frac{\omega_{m_1}\omega_{a_1} + \omega_{m_2}\omega_{a_2}}{4}}\ , \tag{16}$$

где $\Omega_{0_\sigma}^2$ определяется (6′), $\Delta\omega_m = \gamma 4\pi\Delta M$, $\Delta\omega_a = \gamma\Delta H^a$, знаки + и - относятся к $\Omega_2^{\text{вн}}$ и $\Omega_1^{\text{вн}}$ соответственно.

Для структуры со скачком намагниченности ($\Delta\omega_m = 0$, $\Delta\omega_a = 0$) при выбранных значениях параметров значения $\Omega^{\text{вн}}$, рассчитанные из (16), составляют $\Omega_1^{\text{вн}} = 3.366$ ГГц, $\Omega_2^{\text{вн}} = 3.856$ ГГц и отличаются менее чем на 5 МГц от значений $\Omega^{\text{вн}}$, полученных численным решением (10). Легко убедиться, что при $\omega_a = 0$ уравнение (16) переходит в соответствующие формулы работы [5].

В данном случае в соответствии с результатами работы [5] полный спектр

МСВ состоит из областей ОМСВ, занимающих частотные диапазоны, определяемые формулами (4)—(9), и областей ПМСВ, коротковолновые границы которых определяются формулами (11), (16). При этом все граничные частоты в спектре смещены относительно изотропного случая [5] вверх по оси частот на величину $\simeq$ 40 МГц, что, как отмечалось выше, обусловлено выбором знака константы анизотропии $K1 < 0$ — случай пленок "легкая плоскость". Кроме того, в анизотропной структуре диапазон частот существование внутренних ПМСВ сужается: волны носят поверхностный характер лишь вне диапазонов ОМСВ, а вид спектра зависит от ориентации пленок во внешнем поле, что видно из сравнения рис. 2, *а* и *б*.

Рассмотрим подробнее области частот $(\Omega_1—\Omega_2)_\sigma$, где ПМСВ оказываются вырожденными с ОМСВ. При $\varphi_\sigma = 30°$ в спектре присутствуют только ПОМСВ, с которыми вырождены внутренняя ПМСВ, распространяющаяся в прямом направлении ($q > 0$), и внешняя ПМСВ в обратном направлении ($q < 0$). Взаимодействие волн в областях их фазового синхронизма, отвечающего местам пересечения дисперсионных кривых без учета связи волн, приводит к расталкиванию дисперсионных кривых. При этом МСВ приобретает гибридный характер — поверхностная в одном слое и объемная в другом. Вблизи частотных границ $(\Omega_0)_\sigma$ дисперсионные кривые терпят разрыв, обусловленный многомодовостью ПОМСВ. Напротив, вблизи верхней частотной границы спектра ПОМСВ $(\Omega_2)_\sigma$ дисперсионные кривые, отвечающие модам ПОМСВ с номерами $m = 0, 1$, при некотором значении волнового числа q плавно переходят в дисперсионные кривые ПМСВ.

При значениях $\varphi_\sigma = 60°$ в спектре дополнительно возникают области ООМСВ, занимающие частотные диапазоны $(\Omega_1 - \Omega_0)'_\sigma$. В этом случае взаимодействие внутренней ПМСВ с $q > 0$ и ООМСВ приводит вблизи частотной границы $(\Omega_1)_2$ к плавной трансформации ПМСВ в моду ООМСВ с $m = 0$. Моды ООМСВ с номерами $m \neq 0$ в области взаимодействия с внутренней ПМСВ трансформируются в моды ООМСВ номера $m - 1$. Внешняя ПМСВ в обратном направлении при взаимодействии с модами ООМСВ в диапазоне частот $(\Omega_1-\Omega_0)_1$ приводит к расталкиванию дисперсионных кривых и трансформации ПМСВ в нулевую моду ООМСВ. При этом моды ООМСВ с номерами $m \neq 0$ в области взаимодействия с ПМСВ плавно переходят в моды номера $m + 1$. Отметим, что часть спектра ОМСВ, невозмущенная ветвями спектра, отвечающими ПМСВ, практически совпадает со спектром изолированных слоев.

Если в структуре со скачком намагниченности увеличивать поля анизотропии в слоях, то это приведет к расширению областей ОМСВ и сужению диапазонов частот, отвечающих ПМСВ. В случае, показанном на рис. 2, *б*, при значении $H^a < H^a_{кр} = -110$ Э в спектр ООМСВ расширяется настолько, что "поглощает" предельные частоты $\Omega^{вн}$ и внутренние волны перестают существовать — в спектре нет граничных частот $\Omega^{вн}$. В случае, показанном на рис. 2, а, исчезновение внутренних ПМСВ происходит при $H^a < H^a_{кр} = -300$ Э. Показать, что граничные частоты в структуре со скачком намагниченности существуют лишь при достаточно малых величинах H^a, можно с помощью (4)—(9) и (16), проанализировав характер изменения граничных частот $(\Omega_{0,1,2})_\sigma$ и $\Omega^{вн}_{1,2}$ в зависимости от H^a. Действительно, из сравнения (16) и (6′), (7)—(9) видно, что при увеличении полей анизотропии частоты $\Omega^{вн}_{1,2}$ растут быстрее, чем частоты $(\Omega_{0,1})_\sigma$, но медленнее, чем $(\Omega_2)_\sigma$. Поэтому при определенных полях H^a частоты внутренних ПМСВ неизбежно окажутся в спектре ОМСВ и при полях $H^a < H^a_{кр}$ ($|H^a| > |H^a_{кр}|$) внутренние ПМСВ в структуре существовать не смогут. Исходя из сказанного и используя выражения (16), (4)—(9), можно оценить порядок полей $H^a_{кр}$

$$H^a_{кр} \simeq -4\pi\Delta M\cdot(\sqrt{\rho(\rho+1)} - \rho)\,, \tag{17}$$

где $\rho = H_0/4\pi M_{0_2}$.

При выбранных значениях параметров из (17) получим $H^a_{\text{кр}} = -130$ Э, что хорошо согласуется со значениями, полученными численно.

Изменение параметров t, η и $\theta_{\text{н}}$ влечет значительные перестройки спектра, полное описание которых выходит за рамки данной работы. Отметим только, что трансформация спектра внутренних ПМСВ при изменении параметров t и η происходит аналогично тому, как описано в работах [3, 10], а выражение для угла отсечки $\eta_{\text{от}}$ внутренних ПМСВ в рассматриваемом случае имеет вид

$$\eta_{\text{от}} = \arccos\sqrt{\frac{L_y}{L_x + \Delta\,\omega_m}}\,. \tag{18}$$

При уменьшении угла $\theta_{\text{н}}$ (переход к нормальному намагничиванию) происходит расширение частотного диапазона ПОМСВ, а частотные диапазоны ООМСВ и ПМСВ сужаются и при определенных значениях $\theta_{\text{н}}$ исчезают совсем. В диапазоне частот, отвечающем рис. 2, *а*, исчезновение внутренних ПМСВ происходит при $H_0 = 1500$ Э и $\theta_{\text{н}} = 27°$ и в спектре остаются лишь ПОМСВ и внешние ПМСВ.

4. Рассмотрим условия появления внутренних ПМСВ в структуре со скачком поля анизотропии $\Delta H^a \neq 0$, $\Delta M = 0$. Пусть параметры равны $\theta_{\text{н}} = 90°$, $\eta = 0$, $t = 0$, $\varphi_\sigma = 30°$, $4\pi M_{0_\sigma} = 1750$ Гс, $H_0 = 500$ Э, $H^a_2 = -43$ Э, $H^a_1 = H^a_2 - \Delta H^a$, где $\Delta H^a > 0$. При этом будем рассматривать решения (10) в зависимости от параметра ΔH^a и учтем, что для выбранных параметров $H^a_1 < H^a_2 < 0$ граничные частоты $\Omega_{0,1,2}$ первой пленки будут больше соответствующих граничных частот второй пленки.

Будем далее считать величину скачка анизотропии малой в смысле, определяемом условием (14) и обратимся к уравнению (16), где теперь нужно взять $\Delta\omega_m = 0$. Сравнение (16) и (6′) показывает, что в структуре со скачком поля анизотропии и при полях $H^a < 0$ оказываются выполненными условия $\Omega_2^{\text{вн}} > \Omega_{0_2}$, $\Omega_1^{\text{вн}} > \Omega_{0_1}$. Следовательно, внутренние ПМСВ в такой структуре могут возникнуть, если будет выполнено хотя бы одно из неравенств

$$\Omega_2^{\text{вн}} > \Omega_{2_2}\,, \tag{19}$$

$$\Omega_1^{\text{вн}} > \Omega_{2_1}\,, \tag{20}$$

где $(\Omega_2)_\sigma$ — коротковолновые границы спектров ПОМСВ в пленках, определяемые (5) или (6′), (8).

Непосредственной подстановкой выражений (16), (6′), (8) в неравенства (19), (20) можно убедиться, что при значениях $\Delta H^a > \Delta H^a_{\text{кр}}$, где $\Delta H^a_{\text{кр}}$ определяется выражением

$$\Delta H^a_{\text{кр}} \cong |H^a| \frac{1}{\rho + 0.5 - \sqrt{\rho(\rho + 1)}}, \tag{21}$$

оказывается выполненным неравенство (19), тогда как условие (20) не выполняется. Таким образом, при $\Delta H^a > \Delta H^a_{\text{кр}}$ в спектре будет присутствовать лишь одна ветвь внутренних ПМСВ — низкочастотная, отвечающая распространению волн в прямом направлении. При выбранных величинах параметров необходимое пороговое значение скачка анизотропии, рассчитанное из (21), составит $\Delta H^a_{\text{кр}} = 240$ Э, $H^a_1 = -283$ Э.

Численный анализ дисперсионного уравнения (10) при выбранных значениях параметров показал, что внутренние ПМСВ в структуре появляются при значениях $\Delta H^a \cong 300$ Э, которые согласуются с условием (21). На рис. 3, *а* показан спектр МСВ в структуре при $H^a_1 = -343$ Э. Как видно, имеется качественное соответствие

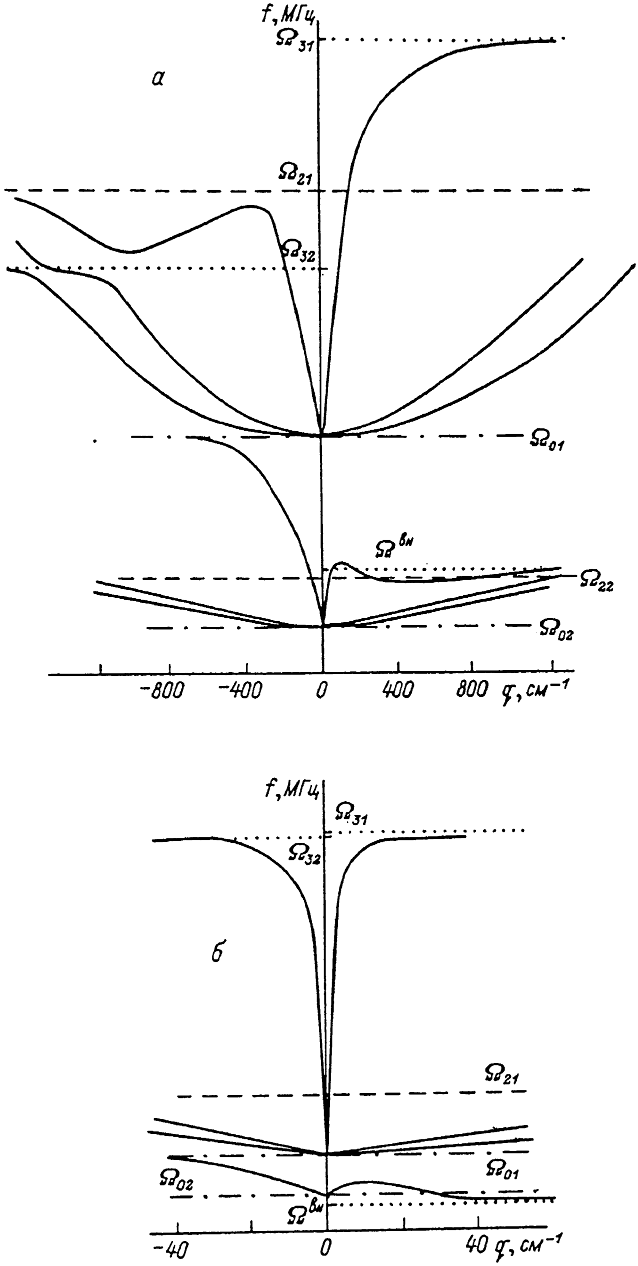

Рис. 3. То же, что и на рис. 2.

Структура со скачком анизотропии при φ_σ = 30°: *а* — Ω_{31} = 4368, Ω_{21} = 4114, Ω_{31} = 3915, Ω_{01} = 3513, $\Omega^{вн}$ = 3138, Ω_{22} = 3102, Ω_{02} = 3005; *б* — Ω_{31} = 3851, Ω_{32} = 3850, Ω_{21} = 2973, Ω_{01} = 2970.5, Ω_{02} = 2970.1, $\Omega^{вн}$ = 2969.8.

с приведенными выше рассуждениями: существует лишь одна низкочастотная ветвь внутренних ПМСВ с $q > 0$, получающаяся трансформацией основной ($m = 0$) моды ПОМСВ. При этом законы дисперсии высших мод ПОМСВ ($m > 0$) слабо "возмущены" присутствием внутренней ПМСВ и практически совпадают с дисперсией изолированного слоя.

В отличие от внутренней ПМСВ попадание коротковолновой границы внешней ПМСВ с $q < 0$ в спектр ПОМСВ первой пленки ($\Omega_{0_1} < \Omega_{3_2} < \Omega_{2_1}$) не приводит к запрету на ее существование, хотя существенно меняет дисперсию волн в областях их вырождения. Как видно из сравнения рис. 2, *а* и рис. 3, *а*, расталкивание спектров ПОМСВ и внешней ПМСВ, а также характер трансформации мод ПОМСВ в области расталкивания в структурах со скачком намагниченности и анизотропии аналогичны. Рост параметра ΔH^a до значений $\Delta H^a = 800$ Э приводит к расширению диапазона частот, занимаемого внутренней ПМСВ, но не приводит к появлению второй ветви внутренних ПМСВ.

Необходимо подчеркнуть, что при $\varphi_\sigma = 60°$, когда ширина спектра ОМСВ максимальна, а область частот, занимая ПОМСВ, примерно вдвое больше, чем при $\varphi_\sigma = 30°$, внутренние ПМСВ в структуре со скачком анизотропии не появлялись вплоть до значений скачка $\Delta H^a = H_0$, при которых частота Ω_{1_1} становится равной 0.

Отметим, что, согласно условию (21), в структуре, где одна из пленок изотропна, например $H_2^a = 0$, сколько угодно малая величина скачка анизотропии будет приводить к появлению внутренних ПМСВ. На рис. 3, *б* показан спектр в структуре с $H_2^a = 0$, $H_1^a = -1$ Э, а остальные параметры взяты отвечающими рис. 3, *а*. Из сравнения рис. 3, *а*, *б* видно их качественное соответствие.

5. Таким образом, спектр внутренних ПМСВ в структуре с двумя кубически анизотропными ферритовыми слоями характеризуется следующими особенностями: 1) существуют интервалы частот, отвечающие обусловленным анизотропией объемным МСВ, в которых спектры ПМСВ и ОМСВ оказываются вырожденными; в областях вырождения волны принимают гибридный характер — поверхностные в одном слое и объемные в другом, а спектры волн расталкиваются; 2) условия существования внутренних ПМСВ определяются соотношением скачка одного из параметров структуры (в работе рассмотрены случаи скачка намагниченности, когда $\Delta M \neq 0$, $\Delta H^a = 0$, и скачка поля анизотропии, когда $\Delta M = 0$, $\Delta H^a \neq 0$) и наименьшего из полей анизотропии.

Список литературы

[1] *Wolfram T.* // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41. P. 4748—4749.
[2] *Camley R. E., Maradudin A. A.* // Sol. St. Commun. 1982. Vol. 41. N 8. P. 585—588.
[3] *Вашковский А. В., Стальмахов А. В.* // РЭ. 1984. Т. 29. № 12. С. 2409—2411.
[4] *Зубков В. И., Локк Э. Г., Нам Б. П.* и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 12. С. 115—117.
[5] *Зубков В. И., Епанечников В. А.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 23. Вып. 11. С. 1419—1423.
[6] *Высоцкий С. Л., Казаков Г. Т., Филимонов Ю. А., Шеин И. В., Хе А. С.* // РЭ. 1990. Т. 35. N 5. С. 959—965.
[7] *Березин И.Л., Вашковский А. В., Вороненко А. В.* и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6.С. 1233—1234.
[8] *Damon R.W., Eshbach J. R.* // J. Phys. Chem. Sol. 1961. Vol. 19. N 3/4. P. 308-320.
[9] *Берегов А.С., Кудинов Е. В.* // Электронная техника Сер. 1. Электроника СВЧ. 1986. № 6 (390). С 41—47. Там же. 1987. № 6(400). С. 8—12.
[10] *Глинский И. А.* // ФММ. 1983. Т. 55. № 3. С. 455—458.
[11] *Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е.* // Изв. вузов. Физика. 1988. Т. 11. С. 6—23.
[12] *Djafari-Rouhani B., Dobrzynski L.* // Surf. Sci. 1976. Vol. 61. P. 521.
[13] *Gangully A. K., Uittoria C.* // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 10. P. 4665—4667.
[14] *Дудко Г. М., Казаков Г. Н., Сухарев А. Г.* и др. // РЭ. 1990. Т. 35. № 5. С. 966—976.
[15] *Вайнштейн Л. А.* Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.

Институт радиотехники и электроники РАН
Саратовский филиал

Поступило в Редакцию
1 апреля 1991 г.